

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПЛЕНКЕ ЖИДКОСТИ, СТЕКАЮЩЕЙ ПО ВРАЩАЮЩЕМУСЯ АДИАБАТНОМУ ДИСКУ, ПРИ КОНДЕНСАЦИИ НА НЕЙ ЧИСТОГО ПАРА

Задача о контактной конденсации чистого пара на стекающей по вращающемуся адиабатному диску пленке жидкости актуальна для центробежных тепло- и массообменных аппаратов различного назначения.

Исследования нагрева стекающей по вращающемуся адиабатному диску пленки жидкости при конденсации на ней пара отсутствуют. Имеется ограниченное количество работ по конденсации пара на гравитационно стекающей пленке жидкости ([1] и работы Гимбутиса с сотрудниками).

Схема задачи приведена на рис. 1. Для продольного распределения температуры стенки диска T_c со стороны текущей пленки при теоретическом рассмотрении задачи использовалась модель нагрева для гравитационной пленки, впервые априори приведенная в работе [1]. Согласно этой модели на орошаемой поверхности существует два последовательно расположенных участка. На первом из них при $R < R_H$ (R_H – конечный радиус этого участка) толщина теплового пограничного слоя (развивается от поверхности пленки) меньше толщины пленки и температура стенки здесь $T_c = T_0$ (T_0 – начальная температура охладителя). На втором участке при $R > R_H$ толщины теплового пограничного слоя и пленки равны, температура T_c здесь растет и в конце этого участка асимптотически приближается к температуре насыщения T_H .

Запишем уравнение энергии для стационарного процесса нагрева ламинарной пленки охладителя в цилиндрических координатах

с учетом угловой симметрии (производные $\frac{\partial}{\partial \varphi}$ и $\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$ равны нулю; φ – азимутальная координата цилиндрической системы координат; работа [2]) в виде:

$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial R} + V \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial T}{\partial R} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right). \quad (1)$$

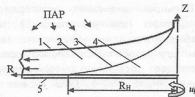


Рис. 1. Схема модели нагрева вращающейся пленки охладителя:

- 1 – поверхность пленки; 2 – зона теплового пограничного слоя;
- 3 – граница теплового пограничного слоя; 4 – зона с температурой жидкости T_0 ;
- 5 – вращающийся со скоростью ω адиабатный диск.

Оценивая порядок величины каждого члена (1) (по методике работы [3]), можно получить следующее выражение для уравнения энергии:

$$\frac{u}{V} \frac{\partial T'}{\partial R'} + \frac{\partial T'}{\partial z'} = \frac{a}{\delta V} \frac{\partial^2 T'}{\partial z'^2}, \quad (2)$$

где $T' = \frac{T}{T_H}$; $R' = \frac{R}{\delta}$; $z' = \frac{z}{\delta}$.

В качестве масштабных величин при оценке порядка каждого члена (1) приняты температура насыщения T_H , толщина пленки

δ и поперечная составляющая скорости пленки V . Согласно [2]

$$\delta = \left(\frac{3\nu G}{2\pi R^2 \omega^2 \rho} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad \text{а} \quad V = \frac{\omega^2}{\nu} \left(\frac{z^3}{3} - \delta z^2 \right)$$

($G, \rho, \nu, \lambda, \omega, R, z$ - соответственно расход жидкости, её плотность, её коэффициенты кинематической вязкости и теплопроводности, угловая скорость вращения диска, продольная и поперечная координаты).

Уравнение (2) совпадает с видом уравнения теплового пограничного слоя, полученного в [3] оценкой порядка величины каждого члена общего уравнения энергии. Однако в отличие от уравнения в [3] величина

$$\frac{a}{\delta V} \quad (\text{обратно пропорциональная числу}$$

Пекле; a - коэффициент температуропроводности жидкости) является функцией радиуса диска R . Следовательно, при $R = \text{const}$ правая часть (2) также будет менять свою величину.

Анализ конвективного теплообмена на начальном гидродинамическом участке ламинарно движущейся жидкости в трубе, проведенный в работе [4], показывает, что при больших значениях критерия Pt (превышающих приблизительно 5) расчет теплообмена на этом участке по зависимостям для стабилизированного профиля скорости дает достаточно точный результат. Принимая число $Pt \geq 5$ (что может быть справедливым для начального гидродинамического участка исследуемой задачи), можно использовать при оценке порядка членов уравнения (1) при малых значениях $R \rightarrow n\delta$ ($n=1, 2, 3, \dots$) в качестве масштабных величин (δ и V) приведенные выше выражения для установившейся ламинарной пленки.

В результате получается, что в зависимости от величины значений G, ω, R , уравнение энергии (1) может принимать последовательно (в порядке роста R от некоторой величины до конечного его значения) следующих три вида:

$$u \frac{\partial T}{\partial R} + V \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial R} + V \frac{\partial T}{\partial z} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0. \quad (5)$$

Интегрирование (3) и (4) в пристенном слое пленки (при $z = \varepsilon \rightarrow 0$; ε - фиксированная б/м величина, соизмеримая, например, с размерами выступов шероховатости стенки и при граничных условиях $R = R_0$ (R_0 - радиус орошающего сопла), $T_C = T_0$ и в пределах $T_0 - T_C$ и $R_H - R$) качественно обосновывает упоминавшуюся выше физическую модель её нагрева при контактной конденсации пара.

Считая, что влияние массы присоединяемого конденсата на гидродинамику пленки охладителя пренебрежимо мало, что температура поверхности пленки равна температуре насыщения T_H , что поверхность раздела фаз гладкая и что перенос тепла в пленке определяется теплопроводностью, выполним приближенный расчет изменения T_C по радиусу диска при $R \gg R_H$. Качество такого расчета в значительной мере зависит от того, насколько удачно выбрана (по граничным условиям, которым она должна удовлетворять - метод Кармана-Польгаузена) функция $T = f(z)$. Выбранное распределение температуры поперек пленки должно, как минимум, удовлетворять условиям $T = T_C$ при $z = 0$ и $T = T_H$ при $z = \delta$. Третьим граничным условием является $\frac{\partial T}{\partial z} = 0$ при $z = 0$ (условие адиабатности стенки). Кроме того, уравнение (4) позволяет сформулировать еще одно граничное условие: $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0$ при $z = 0$.

Результаты расчета для трех частных видов функции $T = f(z)$ следующие:

1) при граничных условиях $z = 0, T = T_C$; $z = \delta, T = T_H$ функция $T = f(z)$ имеет вид:

$$T = T_C + (T_H - T_C) \left(\frac{z}{\delta} \right), \quad (6)$$

среднемассовая температура жидкости равна:

$$\bar{T} = T_H - \frac{3}{8}(T_H - T_C), \quad (7)$$

локальный коэффициент теплоотдачи:

$$\alpha = 2,67 \frac{\lambda}{\delta}, \quad (8)$$

распределение температуры стенки по радиусу диска:

$$\theta = \frac{T_c - T_o}{T_H - T_o} = 1 - \exp \left\{ -2 \frac{\left[1 - \left(\frac{R_H}{R} \right)^{\frac{8}{3}} \right]}{Pe_v} \right\}, \quad (9)$$

2) при граничных условиях $z=0$, $T=T_c$,

$\frac{\partial T}{\partial z} = 0$; $z=\delta$, $T=T_H$ имеем:

$$T = T_c + (T_H - T_c) \left(\frac{z}{\delta} \right)^2, \quad \bar{T} = T_H - \frac{11}{20} (T_H - T_c),$$

$$\alpha = 3,64 \frac{\lambda}{\delta}, \quad \theta = 1 - \exp \left\{ -2,73 \frac{\left[1 - \left(\frac{R_H}{R} \right)^{\frac{8}{3}} \right]}{Pe_v} \right\};$$

3) при граничных условиях $z=0$, $T=T_c$,

$\frac{\partial T}{\partial z} = 0$, $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0$; $z=\delta$, $T=T_H$ имеем:

$$T = T_c + (T_H - T_c) \left(\frac{z}{\delta} \right)^3, \quad \bar{T} = T_H - \frac{13}{20} (T_H - T_c),$$

$$\alpha = 4,6 \frac{\lambda}{\delta}, \quad \theta = 1 - \exp \left\{ -3,45 \frac{\left[1 - \left(\frac{R_H}{R} \right)^{\frac{8}{3}} \right]}{Pe_v} \right\}.$$

Среднемассовая температура жидкости в поперечном сечении пленки в вышеприведенных формулах определялась по зависимости:

$$\bar{T} = \frac{\int_0^{\delta} u T \partial z}{\int_0^{\delta} u \partial z}, \quad (10)$$

а локальный коэффициент теплоотдачи по формуле:

$$\alpha = - \frac{\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{\delta}}{(\bar{T} - T_H)}. \quad (11)$$

Для получения распределения температуры стенки по радиусу диска θ использовалось уравнение сохранения тепла в пленке охладителя, записанное в виде:

$$-\alpha \cdot \vartheta \cdot dF = c_p G \cdot d\vartheta, \quad (12)$$

где $\vartheta = (\bar{T} - T_H)$ - по определению, которое интегрировалось в пределах $R_H - R$

и $\vartheta_o - \vartheta$ с учетом того, что $dF = 2\pi R dR$, а

$G = 2\pi R \rho \int_0^{\delta} u dz$. В формулах для θ

$Pe_v = \frac{2\omega^2 \delta^4}{3\nu a}$, а продольная составляющая

скорости пленки $u = \frac{\omega^2 R}{\nu} \left(z\delta - \frac{z^2}{2} \right)$.

Оценка величины R_H применительно к установившейся ламинарной пленке дала следующий результат:

$$R_H = 0,293 \left(\frac{\nu G^4}{a^3 \omega^2 \rho^4} \right)^{\frac{1}{8}}. \quad (13)$$

Экспериментальное исследование нагрева вращающейся пленки жидкости при конденсации на ней пара производилось на установке (работа [5]), главным элементом которой был опытный центробежный конденсатор с полым диском из нержавеющей стали диаметром 0,25 м (адиабатная стенка) с заложенными заподлицо со стороны текущей жидкости термопарами, который орошался указанной пленкой (через сопло, ось которого совпадала с осью вращения диска).

Методика измерения температуры вращающегося объекта базировалась на использовании токосъемника марки ТК-25-32 конструкции ИТТФ НАНУ в комплекте с термистором, который размещался в месте распылки термопар.

На рис. 2 приведены типовые, для всех проведенных нами прямых измерений температуры стенки, графики изменения T_c вдоль радиуса вращающегося адиабатного диска со стороны стекающей пленки охладителя. По оси ординат графиков отложена величина $\theta = \frac{T_c - T_o}{T_H - T_o}$, по оси абсцисс - отношение $\frac{R}{\Delta}$ ($\Delta = 0,005$ м - минимальный шаг закладки термопар).

Видно, что для экспериментальных графиков $\theta = f(R/\Delta)$ характерным является наличие при $0 < R/\Delta < 4...7$ участка, где значения θ практически не меняются и $d\theta/d(R/\Delta)$ близка к 0 на протяжении всего этого участка, а касательная к графикам почти параллельна к оси абсцисс.

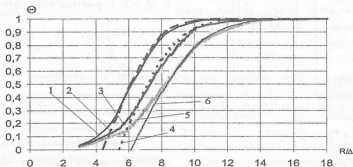


Рис. 2. Изменение температуры стенки θ по радиусу диска при $G=0,02$ кг/с и $T_0=320$ К:
 1,3,5–экспериментальные графики соответственно при $\omega=314, 146,6$ и $73,3$ с⁻¹;
 2,4,6–расчет по (9) при $\omega = \text{idem}$.

При $R/\Delta > 4 \dots 7$ $d\theta/d(R/\Delta)$ резко увеличивается и практически не меняет свою величину до достижения значения $\theta \approx 0,8$. Начиная с $\theta > 0,8$, $d\theta/d(R/\Delta)$ уменьшается и стремится к 0 при $\theta \rightarrow 1$. Причем, на радиусе резкого увеличения $d\theta/d(R/\Delta)$ температура стенки равна среднemasсовой температуре охладителя при $R/\Delta = 0$.

Таким образом, модель нагрева пленки охладителя при контактной конденсации на ней пара (см. выше), принятая априори в литературе (работа [1] и др.), впервые экспериментально подтверждена.

Проведенные эксперименты показали зависимость процесса нагрева пленки от входных условий подачи жидкости, в частности для довольно длинных сопел ($l/d > 20$, l – длина сопла), которые применялись в опытах, от числа Рейнольдса

для орошающей струи $Re_0 = W_0 d / \nu_0$ (W_0, ν_0, d – средняя скорость струи на выходе из сопла, коэффициент кинематической вязкости жидкости, диаметр сопла).

Поэтому в теоретическое уравнение (13) для конечного радиуса первого участка нагрева, полученное по ламинарной модели, была введена поправка на изменение Re_0 , которое не учитывалось при теоретическом рассмотрении задачи.

Уравнение, аппроксимирующее опытные данные по R_H со среднеквадратичной погрешностью не превышающей 15 %, имеет вид (рис.3):

$$R_H = 1,778 Re_0^{-0,173} Pr^{0,375} \left(\frac{G^2}{\rho^2 \nu \omega} \right)^{0,25} \quad (14)$$

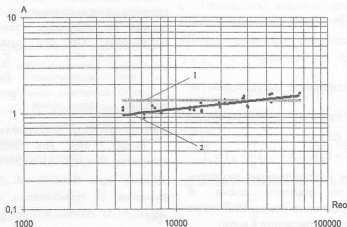


Рис. 3. Величина конечного радиуса первого участка нагрева пленки R_H :

$$A = Re_{H1}^{0,5} Re_{H2}^{-0,25} Pr^{0,375}; Re_0 = W_0 d / \nu_0; Re_{H1} = G / (2\pi R_H \rho \nu); Re_{H2} = \omega R_H^2 / \nu;$$

Pr – критерий Прандтля для жидкости; 1 – расчет по (13); 2 – экспериментальный график.

Для второго участка нагрева вращающейся пленки охладителя при конденсации на ней чистого пара оказалось, что при $Re_0 < 20000$ наблюдается удовлетворительное согласование опытных значений изменения θ по радиусу диска с теоретической зависимостью (9), полученной для установившейся ламинарной пленки (графики 2,4,6 рис. 2). Причем, распределение температуры поперек пленки при выводе (9) принималось линейным (6), что косвенно подтверждает справедливость проведенной оценки уравнения энергии, которое для второго участка нагрева пленки при $Re_0 < 20000$ имеет вид (5) с решением (6).

Таким образом, проведенные исследования нагрева стекающей по вращающемуся адиабатному диску пленки жидкости при конденсации на ней чистого пара впервые в литературе экспериментально подтвердили физическую модель её нагрева, а также позволили получить зависимости (9) и (14) для создания методики расчета контактного центробежного конденсатора с вращающимся диском в качестве основного элемента конструкции. В теоретическом плане интересен результат о непригодности ламинарной модели применительно к

первому участку прогрева пленки и актуальность уравнения энергии (5) для второго участка при $Re_0 < 20000$.

Литература

1. Каваниси К., Накахара Т., Уэя К. Конденсация пара на вертикально стекающей пленке переохлажденной воды / Пер.с яп. // Мицубуси дзюко гихо. 1973. Т.10, № 4. С. 457-464. М.: Всес. центр пер. науч.-техн. лит. и документации ГКНТ СМ СССР и АН СССР, 1975, №-50360. 24 с.
2. Sparrow E.M., Gregg J.L. A theory of rotating condensation// J.Heat Transfer. Trans ASME.-1959.-№ 5.-P.113-120.
3. Гухман А.А. Применение теории подобия к исследованию процессов тепло- и массообмена.-М.:Высшая школа, 1967.-304 с.
4. Кейс В.М. Конвективный тепло- и массообмен.-М.:Энергия, 1972.-446 с.
5. Голяд М.Н., Ріферт В.Г., Козлов В.В. Модель нагрівання обертової плівки охолоджувача при конденсації на ній пари // Нафтова і газова промисловість. – 2003. - № 6. – С. 53-55.